

ЭФФЕКТ ФАРАДЕЯ В ПЛЕНКАХ Co/TiO₂

Ю.А.Дынник¹⁾, И.С.Эдельман, Т.П.Морозова, П.Д.Ким, И.А.Турпанов,
А.Я.Бетенькова, Г.В.Бондаренко

Институт физики им.Л.В.Киренского СО РАН
660036 Красноярск, Россия

Поступила в редакцию 25 февраля 1997 г.

Показано, что в слоистой среде, состоящей из магнитного металла (Co) и немагнитного диэлектрика (TiO₂) толщиной, много меньшей длины световой волны, происходит принципиальное изменение характера спектров эффекта Фарадея при условии достаточно большого количества слоев. При переходе от 5 к 10 парам слоев в спектре фарадеевского вращения появляется максимум вблизи ~ 1.7 эВ, а эллиптичность проходит через нуль. Полученные результаты сравниваются с существующей теорией эффекта Фарадея в гранулированных структурах магнитный металл–немагнитный диэлектрик. Оценена энергия поверхностных плазменных колебаний в тонких слоях Co.

PACS: 78.20.Ls

Недавно мы обнаружили существенные изменения спектров фарадеевского вращения (ФВ) в мультислойных пленках Co/TiO₂ [1, 2] по сравнению со спектрами ФВ в сплошных толстых пленках Co, изучили зависимости характера этих изменений от толщины слоев Co и SiO₂ и сравнили эти зависимости с выводами теоретических работ [3–5], в которых были рассмотрены спектры ФВ в слоистых и гранулированных средах магнитный металл–немагнитный диэлектрик. Важнейшим предсказанием работ [4, 5] было появление максимумов и изменение знака ФВ в различных участках спектра. Положение максимумов определялось соотношением диэлектрической константы материала немагнитных слоев ϵ_0 и действительной части диагональной компоненты тензора диэлектрической проницаемости магнитных слоев ϵ_{xx} . Для одних и тех же значений параметров магнитных слоев увеличение ϵ_0 должно было приводить к сдвигу максимума ФВ к меньшим значениям энергии световой волны. В случае с Co/SiO₂ ($\epsilon_0 \approx 2.1$) наблюдался только рост величины ФВ при возрастании энергии световой волны тем более резкий, чем больше была толщина слоев SiO₂, что соответствовало теории [4, 5], а сам максимум в исследованной области спектра, ограниченной в коротковолновой части прозрачностью образцов, не появился. Поэтому для корректного сравнения с теорией необходимо было использовать в качестве диэлектрических слоев материал с большим ϵ_0 , для которого можно было ожидать появления максимума ФВ в видимой области спектра. Одним из подходящих материалов мог бы быть рутил TiO₂ с $\epsilon_0 \approx 5.3$. Насколько нам известно, слоистые системы, включающие рутил, ранее исследованы не были.

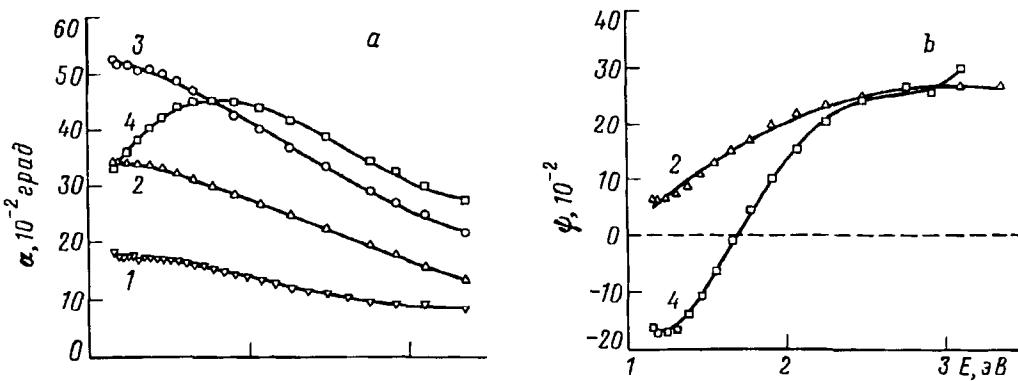
В настоящей работе приведены результаты исследования спектров ФВ и эллиптичности (ФЭ) в мультислойных пленках Co/TiO₂ и их зависимостей от количества слоев.

Пленки были изготовлены методом магнетронного напыления на постоянном (Co) и переменном (TiO₂) токе из различных мишеней в атмосфере аргона.

¹⁾e-mail: ise@iph.krasnoyarsk.su

Первоначально на стеклянную подложку было напылено 5 пар слоев Со толщиной каждый ~ 3.0 нм и TiO_2 толщиной ~ 6 нм (образец #1). Для этого образца были сняты спектры ФВ и ФЭ. Затем на этот же образец были напылены еще 5 пар слоев Со и TiO_2 . Для сравнения напыление проводилось одновременно и на чистую подложку (образец #2). Таким образом, образец, состоящий из 10 пар слоев (#3), представлял собой сумму двух пятислойных образцов #1 и 2.

ФВ и ФЭ измерялись нулевым методом, последняя – с помощью пластиинки $\lambda/4$, в интервале энергий 1.0–3.4 эВ.



Спектры ФВ (а) для: 1 – образца #1, содержащего 5 слоев Со, 2 – образца #2, содержащего 5 слоев Со, 3 – алгебраическая сумма образцов #1 и 2, 4 – образца #3, содержащего 10 слоев Со. Спектры ФЭ (б) для: 1 – образца #2 и 4 – образца #3. Температура комнатная. Магнитное поле нормально плоскости образцов и составляет 5 кЭ

На рисунке *a* и *b* показаны спектры ФВ и ФЭ, соответственно. Для образцов #1 и 2 наблюдается монотонное уменьшение ФВ при возрастании энергии световой волны, аналогично ФВ в однородных толстых пленках Со [6]. ФВ образца #2 превышает ФВ образца #1, так как во втором случае толщина слоев Со была больше. Кривая 3 на рисунке *a* представляет собой алгебраическую сумму кривых 1 и 2. Видно, что спектр ФВ образца #3, содержащего 10 пар слоев, существенно отличается от суммы спектров двух образцов, содержащих по 5 пар слоев: на нем появляется широкий, но отчетливый максимум вблизи 1.7 эВ, которому соответствует прохождение через нуль кривой ФЭ (рисунок *b*, кривая 4). Таким образом, при увеличении количества составляющих слоев происходит качественное изменение характеристик среды. Картина становится похожей на ту, которая предсказывается теоретическим рассмотрением [3, 5], проведенным в приближении эффективного тензора диэлектрической проницаемости и учитывающим влияние поверхностных плазменных колебаний в тонких металлических слоях на их магнитооптические спектры. Исходя из хорошо известного выражения для комплексного эффекта Фарадея

$$\alpha - i\psi = (\pi/\lambda)\gamma\epsilon^{-1/2}, \quad (1)$$

где α – угол поворота, ψ – эллиптичность, $\gamma = \gamma' - i\gamma''$ и $\epsilon = \epsilon' - i\epsilon''$ – комплексные недиагональная и диагональная компоненты тензора диэлектрической

проницаемости среды, можно записать следующие соотношения для α и ψ :

$$\alpha = (\pi/\lambda\sqrt{2})(\gamma' \sqrt{r + \epsilon'} + \gamma'' \sqrt{r - \epsilon'})/r, \quad (2)$$

$$\psi = (\pi/\lambda\sqrt{2})(\gamma' \sqrt{r - \epsilon'} - \gamma'' \sqrt{r + \epsilon'})/r, \quad (3)$$

где

$$r = [(\epsilon')^2 + (\epsilon'')^2]^{1/2}. \quad (4)$$

В соответствии с [3], среда, состоящая из чередующихся слоев диэлектрика с диэлектрической константой ϵ_0 и металла, намагниченного нормально плоскости слоев, характеризуется эффективным тензором диэлектрической проницаемости с компонентами

$$\gamma = f\gamma_m = f(\gamma'_m - i\gamma''_m) \quad (5)$$

и

$$\epsilon = (1 - f)\epsilon_0 + f\epsilon_m = (1 - f)\epsilon_0 + f\epsilon'_m - i f\epsilon''_m, \quad (6)$$

где f – коэффициент заполнения металла, γ_m и ϵ_m – компоненты тензора диэлектрической проницаемости металла. Поскольку ϵ'_m отрицательно, знак и величина ϵ' в (2)–(4) с учетом (6) зависит от f и при некотором значении $f\epsilon'$ проходит через нуль, а знаменатель в (2) и (3) – через минимум. При изменении f также изменяются и числители выражений (2) и (3). Очевидны условия прохождения α и ψ через нуль:

$$\gamma' \sqrt{r + \epsilon'} + \gamma'' \sqrt{r - \epsilon'} = 0, \quad (7)$$

$$\gamma' \sqrt{r - \epsilon'} - \gamma'' \sqrt{r + \epsilon'} = 0. \quad (8)$$

Для того чтобы определить положения максимумов, необходимо проанализировать на максимум выражения (2)–(3). Однако приближенно энергия (или частота) максимумов соответствует прохождению ϵ' через нуль, то есть условию

$$(1 - f)\epsilon_0 + f\epsilon'_m = 0. \quad (9)$$

Если диагональная компонента тензора ϵ_m описывается в модели Друдье аналогично [4, 5], то условие (9) принимает вид

$$\omega_r - \omega_p [1 + (1 - f)\epsilon_0/f]^{-1/2} = 0, \quad (10)$$

где ω_r – частота максимума α или ψ рассматриваемой слоистой структуры, ω_p – плазменная частота металла. При выполнении условия (9) коэффициенты при γ' и γ'' в (2)–(3) становятся равными, если γ' и γ'' имеют одинаковые знаки, то α проходит через максимум, а ψ – через нуль, а если знаки γ' и γ'' разные, то, наоборот, α проходит через нуль, а ψ – через максимум. В эксперименте, представленном на рисунке *a* и *b* (кривые 4), α проходит через максимум, а ψ через нуль вблизи 1.7 эВ. Так как $f \approx 0.3$, а $\epsilon_0 \approx 5.3$, из (10) получается значение плазменной частоты для Со в тонкопленочном состоянии $\omega_p \approx 6$ эВ, что не противоречит оценкам [7].

Таким образом, показано, что среда, состоящая из слоев магнитного металла и немагнитного диэлектрика с толщинами, много меньшими длины световой волны, приобретает новые физические свойства при условии достаточно большого количества слоев. Экспериментально выявлено появление резонансного

максимума эффекта Фарадея в такой среде, которое, по-видимому, может быть объяснено в рамках теоретического рассмотрения [3–5]. Однако вопрос о влиянии количества слоев на свойства среды в теории не рассматривался.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 95-02-03669).

-
1. И.С.Эдельман, Т.П.Морозова, В.Н.Заблуда и др., Письма в ЖЭТФ **63**, 256 (1996).
 2. I. Edelman, T. Morozova, V. Zabluda et al., J. Magn. Magn. Mater. **181**, 299 (1996).
 3. M. Abe and M. Gomi, Jpn. J. Appl. Phys. **23**, 1580 (1984).
 4. P.M. Hui and D. Stroud, Appl. Phys. Lett. **50**, 950 (1987).
 5. T.K. Xia, P.M. Hui, and D. Stroud, J. Appl. Phys. **67**, 2736 (1990).
 6. K.H. Clemens and J. Jaumann, Z. Phys. **173**, 135 (1967).
 7. А.С.Давыдов, *Теория твердого тела*, М.: Наука, 1976, с.98.